

3.Зыкин Ф.А. Устройство для измерения магнитных потоков, намагничивающих сил и токов // Электричество. – 1995. – №1. – С.75-79.

4.Кифер И.И. Испытание ферромагнитных материалов. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1962. – 544 с.

Получено 23.11.2004

УДК 621.3

А.А.ХАРИСОВ, канд. техн. наук

Харьковская национальная академия городского хозяйства

К РАСЧЕТУ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРЯМЫХ УСЕЧЕННЫХ КОНУСООБРАЗНЫХ ТОКОВЕДУЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Методами электродинамики сплошных сред и учетом нормального («колоколообразного») распределения плотности постоянного тока в уединенных прямых цилиндрических проводниках выведена формула расчета омического сопротивления прямых усеченных конусообразных токоведущих элементов.

Как показывает анализ, в электротехнической и физико-технической литературе фактически отсутствуют достаточно обоснованные физические расчетные модели омического сопротивления усеченных конусообразных токоведущих элементов. Связано это, в основном, с известными трудностями точного определения формы распределения плотности тока в поперечном сечении токоведущих прямых круговых проводников. Учитывая это, представляет как теоретический, так и практический интерес разработка расчетной модели омического сопротивления усеченных конусообразных элементов с учетом нормального («колоколообразного») распределения плотности постоянного тока в поперечном сечении уединенных прямых круговых цилиндрических проводников [1]:

$$J_0(x, y) = \frac{I}{\pi \left(\frac{\sqrt{\pi} r_0}{2\sqrt{2}} \right)^2} \exp \left[- \frac{x^2 + y^2}{\left(\frac{\sqrt{\pi} r_0}{2\sqrt{2}} \right)^2} \right]$$

или

(1)

$$J_0(\vec{r}) = \frac{I}{\pi \left(\frac{\sqrt{\pi} r_0}{2\sqrt{2}} \right)^2} \exp \left[- \frac{r^2}{\left(\frac{\sqrt{\pi} r_0}{2\sqrt{2}} \right)^2} \right],$$

где x, y или \vec{r} – текущие координаты в декартовой прямоугольной или цилиндрической системе координат в плоскости поперечного сечения проводника с началом координат в точке симметрии попереч-

ного сечения проводника; $I = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} J_0(x, y) dy$ – полный ток в плос-

кости поперечного сечения проводника; r_0 – внешний радиус в поперечном сечении прямого кругового проводника.

Схематическое изображение расчетной модели приведено на рис.1.

Изначальной формулой рассматриваемого исследования принимаем известное соотношение электродинамики сплошных сред [2]:

$$RI^2 = \int [\vec{E}\vec{H}] d\vec{f}, \quad (2)$$

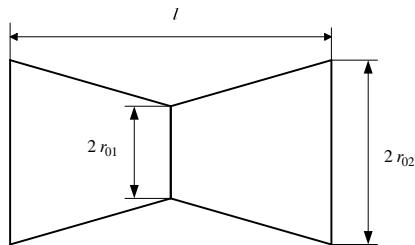


Рис.1

где R – омическое сопротивление проводника; I – полный ток проводника; \vec{E}, \vec{H} – напряженности электрического и магнитного поля, создаваемые током проводника; $\int .. d\vec{f}$ – интегрирование ведется по поверхности проводника.

Граничным условием задачи принимаем проекцию напряженности электрического поля по оси z в точке $z=0$, делящей проводник на две зеркально симметричные части

$$E_z(x, y)|_{z=0} = \frac{I}{\pi \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{(r_{01}^2 + r_{02}^2)r_{02}}{2lr_{01}} \right) \gamma_0(T)} \exp \left[- \frac{x^2 + y^2}{\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{(r_{01}^2 + r_{02}^2)r_{02}}{2lr_{01}} \right)} \right], \quad (3)$$

где $\frac{(r_{01}^2 + r_{02}^2)r_{02}}{2lr_{01}}$ – эффективный радиус поперечного сечения прямо-

го усеченного конусообразного элемента; l – длина элемента по оси симметрии; r_{01}, r_{02} – минимальный и максимальный радиусы элемен-

та; $\gamma_0(T)$ – электропроводность проводника.

Так как электрический ток в проводнике и проекция напряженности электрического поля по оси z имеют постоянные значения, задача удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = 0. \quad (4)$$

Для данных условий задачи при определении сопротивления проводника по формуле (2) интегрирование ведется в плоскости $z=0$. При этом решение задачи достаточно найти в области $z>0$, увеличив значение полей в два раза при решении системы электростатических уравнений Максвелла.

Для определения компонент напряженности электромагнитного поля, создаваемого током проводника, воспользуемся электростатическими уравнениями Максвелла:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} &= 0; \quad \frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{\partial E_y}{\partial x}; \\ \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_x}{\partial x} &= 0; \quad \frac{\partial H_y}{\partial y} - \frac{\partial H_x}{\partial x} = \gamma_0(T)E_z. \end{aligned} \quad (5)$$

Переходя к компонентам поля Фурье, получим

$$\begin{aligned} E_{xk} &= -j \frac{k_x}{k^2} \frac{dE_{zk}}{dz}; \quad E_{yk} = -j \frac{k_y}{k^2} \frac{dE_{zk}}{dz}; \\ H_{xk} &= -j\gamma_0(T) \frac{k_y E_{zk}}{k^2}; \quad H_{yk} = j\gamma_0(T) \frac{k_x E_{zk}}{k^2}; \quad k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Значение компоненты поля Фурье E_{zk} , удовлетворяющее граничному условию (3), принимаем в виде

$$E_{zk} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} E_k \left(\int J \right) \exp[j\vec{k}\vec{r} - kz] d\vec{k}, \quad (7)$$

где

$$E_k \left(\int J \right) = \frac{1}{\gamma_0(T)} \int J(\vec{r}) \exp(-j\vec{k}\vec{r}) \quad (8)$$

– постоянная интегрирования.

Применяя обратное преобразование Фурье к (6), находим решение системы электростатических уравнений Максвелла вида

$$\begin{aligned}
 E_x(\vec{r}) &= \frac{j}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} E_k \left(\int J \right) \exp[jk\vec{r} - kz] \frac{k_x}{k} d\vec{k} ; \\
 E_y(\vec{r}) &= \frac{j}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} E_k \left(\int J \right) \exp[jk\vec{r} - kz] \frac{k_y}{k} d\vec{k} ; \\
 H_x(\vec{r}) &= -\frac{j\gamma_0(T)}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} E_k \left(\int J \right) \exp[jk\vec{r} - kz] \frac{k_y}{k} d\vec{k} ; \\
 H_y(\vec{r}) &= \frac{j\gamma_0(T)}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} E_k \left(\int J \right) \exp[jk\vec{r} - kz] \frac{k_x}{k} d\vec{k} .
 \end{aligned} \tag{9}$$

Приравнявая в уравнениях (9) $z=0$ и подставляя значения $[\vec{E}\vec{H}]|_{z=0} = E_x(\vec{r})H_y(\vec{r}) - E_y(\vec{r})H_x(\vec{r})$ в (2), получим искомое значение мощности омических потерь в прямом круговом усеченном конусообразном токоведущем элементе вида

$$I^2 R = \frac{\gamma_0(T)}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left| E_k \left(\int J \right) \right|^2 \frac{d\vec{k}}{k} . \tag{10}$$

Воспользовавшись граничным условием (2), выражением постоянной интегрирования (8) и интегралом Пуассона

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\alpha\xi^2) d\xi = \sqrt{\pi/\alpha} ,$$

получим значение постоянной интегрирования

$$E_k \left(\int J \right) = \frac{I}{\gamma_0(T)} \exp \left[-\frac{k^2 \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{(r_{01}^2 + r_{02}^2)r_{02}}{2lr_{01}} \right)^2}{4} \right] . \tag{11}$$

После подстановки постоянной интегрирования (11) в (10) и перехода в цилиндрическую систему координат в k -пространстве получаем

$$I^2 R = \frac{I^2}{4\pi^2 \gamma_0(T)} \int_0^\infty \exp \left[-\frac{2k^2 \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{(r_{01}^2 + r_{02}^2)r_{02}}{2lr_{01}} \right)^2}{4} \right] \times \int_0^{2\pi} \exp(jk \cos \varphi) d\varphi dk. \quad (12)$$

Сокращая токи с обеих сторон уравнения (12) и заменяя последний интеграл в его правой части функцией Бесселя, приходим к выражению

$$R = \frac{1}{2\pi \gamma_0(T)} \int_0^\infty J_0(k) \exp \left[-\frac{2k^2 \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{(r_{01}^2 + r_{02}^2)r_{02}}{2lr_{01}} \right)^2}{4} \right] dk. \quad (13)$$

Используя для вычисления интеграла по dk в (13) известное соотношение [3]

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty J_0(k) \exp \left[-\frac{2k^2 \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{(r_{01}^2 + r_{02}^2)r_{02}}{2lr_{01}} \right)^2}{4} \right] dk = \\ & = \left[\frac{\pi}{2 \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{(r_{01}^2 + r_{02}^2)r_{02}}{2lr_{01}} \right)^2} \right]^{1/2} = \frac{2lr_{01}}{(r_{01}^2 + r_{02}^2)r_{02}}, \end{aligned} \quad (14)$$

получаем формулу расчета омического сопротивления прямых конусообразных токоведущих элементов

$$R = \frac{2lr_{01}}{\pi(r_{01}^2 + r_{02}^2)r_{02}\gamma_0(T)}. \quad (15)$$

Полученную формулу расчета омического сопротивления прямых усеченных конусообразных токоведущих элементов можно использовать как при расчетах зеркально сопряженных элементов (рис.1), так и

при расчетах сопротивления одиночных прямых усеченных конусообразных элементов (рис.2).

В заключение отметим, что при равенстве радиусов $r_{01} = r_{02} = r_0$ формула (15) превращается в классический закон Ома

$$R = \frac{l}{\pi r_0^2 \gamma_0(T)}.$$

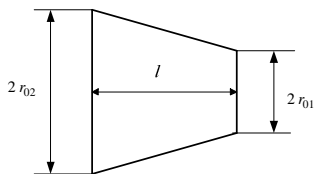


Рис.2

1.Харисов А.А. Исследование реального статистического распределения плотности постоянного электрического тока в уединенных прямых цилиндрических проводниках при установившихся токовых и температурных режимах // Коммунальное хозяйство городов: Науч.-техн. сб. Вып.51. – К.: Техніка, 2003. – С.154-161.

2.Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм и произведений. – М.: ГИФМЛ, 1963. – 1100 с.

3.Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: ГИФМЛ, 1959. – 532 с.

Получено 05.11.2004

УДК 621.313.2

М.Л.ГЛЕБОВА, канд. техн. наук

Харьковская национальная академия городского хозяйства

Б.Г.ЛЮБАРСКИЙ, канд. техн. наук

Национальный технический университет «ХПИ», г.Харьков

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК СВАРОЧНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ КОМБИНИРОВАННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ДЛЯ АВТОНОМНЫХ СВАРОЧНЫХ ПОСТОВ НА ОСНОВЕ МЕТОДА МАГНИТНОЙ ЦЕПИ

Рассматриваются вопросы расчета характеристик сварочных генераторов комбинированного возбуждения на основе метода магнитных цепей.

В настоящее время в различных областях техники находят широкое применение электромеханические преобразователи с двумя типами источников магнитного поля – электромагнитами и обмотками возбуждения (комбинированное возбуждение). Такие машины позволяют сочетать в себе преимущества электро- и постоянных магнитов. В настоящей работе рассматривается методика расчета внешней характеристики сварочного генератора комбинированного возбуждения применяемого в качестве источника тока для автономных сварочных постов нашедших широкое распространение в коммунальном хозяйстве городов.

Конструкция сварочного генератора с комбинированной системой